

N84-20402

Tm-77387

UNCLASSIFIED

SEQUENCE NR: CSB80226457 USER-ZVETINAE SEARCH ID-83JUN09/17.40.41/A63

TITLE: SUBBARRIER ABSORPTION IN A STATIONARY SUPERLATTICE.
DOCREERENCE: IZVESTIYA AKADEMII NAUK ARMYANSKOY SSR, FIZIKA
80, VOL. 15, NO. 3, 162-167
INFOLOCATION: USSR
INFODATE: 800220.
COSATI: PHYSICS
CLASS/DOWNGRADE: UNCLASSIFIED
CONTROL MARKINGS: NONE.

TEXT: AUTHOR ABSTRACT. DOCUMENT CONTAINS 2 DIAGRAMS.

THE CALCULATION OF THE INTERBAND ABSORPTION COEFFICIENT WAS CARRIED OUT IN THE CLASSICAL CASE, WHEN THE FREQUENCY OF LIGHT WAS ASSUMED TO BIND TWO MINIBAND SUBBARRIER STATES OF DIFFERENT BANDS. THE INFLUENCE OF TWO DIMENSIONAL MOTT EXCITONS ON THIS ABSORPTION WAS STUDIED AND A COMPARISON WITH EXPERIMENT WAS MADE. ALL THESE CONSIDERATIONS WERE CARRIED OUT TAKING INTO ACCOUNT THE PHOTON WAVE VECTOR (THE PHASE SPATIAL INHOMOGENEITY).

PFLN INFORMATION (PART 001)

SUBSET CONTENTS: DOCUMENT AUTHOR(S)/PERSONALITY, FACILITY SUBORDINATION DATA

PERSONALITY: ARUTYUNYAN, G-M
NATIONALITY: USSR

PERSONALITY: NERKARARYAN, KH-V
NATIONALITY: USSR

FACILITY: NII FIZIKI KONDENSIROVANNYKH SRED
SUPERIOR: YEGU
NATIONALITY: USSR

PFN RELATIONSHIP: (P/0000562002) ARUTYUNYAN; (F/0872009000) NII FIZIKI
KONDENSIROVANNYKH SRED. (P/0132336000) NERKARARYAN;
(F/0872009000) NII FIZIKI KONDENSIROVANNYKH SRED.

UNCLASSIFIED

PAGE 113

ПОДБАРЬЕРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В СТАЦИОНАРНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

Г. М. АРУТЮНЯН, Х. В. НЕРКАРАЯН

Вычислен межзонный коэффициент поглощения в стационарной сверхрешетке в «классическом» случае, когда внешний квант связывает подбарьерные электроны в зонах. Изучено влияние двумерных экситонов на это поглощение и проведено сравнение с экспериментом. Рассмотрение ведется с учетом фазовой пространственной неоднородности волны в таких структурах.

1 В последнее время резко повысился интерес к искусственным периодическим структурам — сверхрешеткам (СР). Наиболее привлекательной особенностью СР структур является то, что их периодический потенциал может быть создан искусственно. Это позволяет рассматривать их в качестве веществ с управляемыми в широких диапазонах физическими параметрами.

В обзоре [1] обсуждаются основные черты энергетического спектра полупроводников со СР, а также изучаются их кинетические и оптические свойства. В работе [2] рассматривается возможность усиления электромагнитных волн в СР, а в [3] строится теория электрических и электромагнитных свойств таких систем с использованием метода матрицы плотности.

В плане первых экспериментальных попыток реализации СР структур наиболее перспективным оказывается метод периодического чередования различных полупроводниковых слоев из класса A^3B^5 и их твердых растворов [4—7]. К настоящему времени в этом направлении достигнут значительный прогресс. Так, например, в работе [8] сообщается о синтезе и наблюдении четкой эпитаксиальной сверхструктуры, выращенной периодическим осаждением монослоев CaAs и AlAs с использованием методики молекулярных пучков, предложенной в [9]. В работе [8] экспериментально исследовались электронные свойства выращенных СР структур с помощью оптического поглощения и спектров люминесценции.

2 Все существующие методы получения СР приводят к одномерной ситуации. Поэтому их свойства можно изучать, рассматривая движение электронов в поле дополнительного периодического потенциала $V_{SL}(z)$, изображенного на рис. 1 (потенциал с большой точностью можно считать прямоугольным [10]), здесь oz — ось СР, а d — ее период.

Решение уравнения Шредингера с потенциалом $V_{SL}(z)$ приводит к хорошо известным минизонным структурам, которые подразделяются на подбарьерные и надбарьерные и описываются в приближении сильной и

слабой
ческий сэнергию
 $m_c = m_v$

В вы
соответст
вдоль оси
— $\varepsilon_{s, s'}^{(1)}$ —
электрона
вочные чл
функций
ховский ф
СР, $\varphi_s(z)$
Рассм
ное состоя
где ω — ча
при распр
выполненн

при которо
(k_0 — пост
В эти
щения мож

 γ^0 где v_i —Замет
 $\Delta = U_0 [1]$

слабой связи. Исходя из приближения сильной связи запишем энергетический спектр и волновую функцию электрона в \bar{v} - и s -зонах, отсчитывая

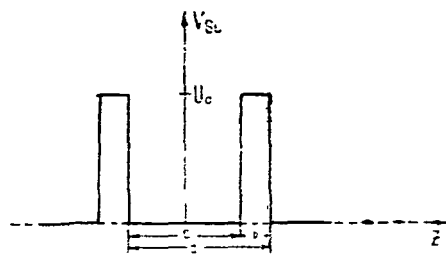


Рис. 1

энергию от середины запрещенной зоны Δ и рассматривая для простоты $m_c = m_v = m^*$, где m — эффективная масса*:

$$E_{s, s'}^{\pm} = \mp \frac{\Delta}{2} \mp \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \mp \varepsilon_{s, s'} \mp \Delta_{s, s'} \cos k_z d, \quad (1)$$

$$\psi_{s, s'}^{\pm} = u^{v, c}(r) e^{-ik_z z} \frac{1}{\sqrt{M}} \sum_{j=0}^M e^{-ik_z d j} \varphi_{s, s'}(z - jd). \quad (2)$$

В выражении (1) индексы s и s' нумеруют подбарьерные минизоны соответственно в \bar{v} - и s -зонах, k_z и k_z' — волновые векторы электрона вдоль оси CP и в перпендикулярном направлении. $\Delta_{s, s'}$ и $\varepsilon_{s, s'} = \varepsilon_{s, s'}^{(0)}$ — $\varepsilon_{s, s'}^{(1)}$ — величины, задающиеся параметрами CP [1] ($\varepsilon_s^{(0)}$ — энергия электрона в потенциальной яме конечной высоты, а $\varepsilon_s^{(1)}$ и Δ_s — поправочные члены к энергии, возникающие из-за перекрытия волновых функций соседних ям). В выражении (2) $u^{v, c}(r)$ — модулирующий блоховский фактор с периодом основного кристалла, M — число периодов CP , $\varphi_s(z)$ — волновая функция s -уровня одиночной ямы.

Рассмотрим переход из подбарьерного состояния \bar{v} -зоны в подбарьерное состояние s -зоны под действием поля $A(z, t) = A_0^0 \exp[-i(\omega t - qz)]$, где ω — частота световой волны, q — волновой вектор, учет которого при распространении вдоль оси CP необходим [11]. Предполагаем также выполненным условие

$$\Delta_{s, s'} \gg \max\{k_0 T, \hbar/\tau\}, \quad (3)$$

при котором наиболее ярко проявляется минизонный характер спектра CP (k_0 — постоянная Больцмана, τ — время релаксации).

В этих условиях для коэффициента межзонного подбарьерного поглощения можно получить выражение

$$\sigma^0(\omega) = \sum_{s, s'} v_{s, s'}^2(\omega) = \frac{e^2 m^* |v_c|^2}{\pi^2 \hbar^2 c \omega} \sum_{s, s'} |F_{s, s'}(q\alpha)|^2 G_{s, s'}(\omega), \quad (4)$$

где v_c — скорость продольных межзонных переходов, N — показатель

* Заметим, что приближение эффективной массы оказывается незаконным, когда $\Delta \leq U_0$ [1]. В нашем случае реализуется обратное условие ($L_0 \ll \Delta$).

преломления исходной среды, а $F_{ss'}$ — функция, немонотонным образом зависящая от параметра qa

$$F_{ss'}(qa) = C_s C_{s'} \left[\frac{\sin(k_s a - \pi n)/2 \sin(k_{s'} a - \pi n')/2}{\gamma_s + \gamma_{s'} + iq} \exp(-iq a/2) + \right. \\ \left. + \frac{\sin(k_s a + \pi n)/2 \sin(k_{s'} a + \pi n')/2}{\gamma_s + \gamma_{s'} - iq} \exp(iq a/2) - \right. \\ \left. - \frac{i^{n-n'} \sin(k_s - k_{s'} + q) a/2}{k_s + k_{s'} + q} + \frac{i^{n-n'} \sin(k_s - k_{s'} - q) a/2}{k_s - k_{s'} + q} + \right. \\ \left. + \frac{i^{n-n'} \sin(k_s - k_{s'} + q) a/2}{k_s - k_{s'} - q} - \frac{i^{n-n'} \sin(k_s + k_{s'} - q) a/2}{k_s + k_{s'} - q} \right], \quad (5)$$

$$C_s = \left[\frac{a}{2} - \frac{\sin(k_s a + \pi n)}{2 k_s} + \frac{\sin^2(k_s a + \pi n)/2}{\gamma_s} \right]^{-1/2}, \quad (6)$$

$$\hbar k_s = [2m \varepsilon_s^{(0)}]^{1/2}, \quad \hbar \gamma_s = [2m (U_0 - \varepsilon_s^{(0)})]^{1/2}, \quad n = 0, 1, 2, 3. \quad (7)$$

Основная частотная зависимость в (4) определяется поведением величины $G_{ss'}(\omega)$, представляющей собой интеграл

$$G_{ss'}(\omega) = \frac{\hbar^2}{m^*} \int_{-\pi/d}^{\pi/d} dk_z \int_{\text{ЗБ}} \left[\frac{\hbar^2}{m} k_z^2 + W_{ss'} + f_{ss'}(k_z q) - \hbar \omega \right] dk_p^2, \quad (8)$$

где ЗБ означает зону Бриллюэна и введены обозначения

$$W_{ss'} = \Delta + \varepsilon_s + \varepsilon_{s'}, \quad (9)$$

$$f_{ss'}(k_z, q) = \Delta_s \cos k_z d + \Delta_{s'} \cos(k_z + q) d. \quad (10)$$

Из (8) видно, что поведение $G_{ss'}(\omega)$ в трех областях различно. В двух крайних областях $G_{ss'}(\omega)$ принимает постоянные значения

$$G_{ss'}(\omega) = \begin{cases} 0, & \hbar \omega < W_{ss'} + \min f_{ss'}(k_z, q) \\ \frac{2\pi}{d}, & \hbar \omega > W_{ss'} + \max f_{ss'}(k_z, q). \end{cases} \quad (11)$$

Если же ω лежит в области, где выполняется условие $\hbar \omega = W_{ss'} + f_{ss'}(k_z, q)$, то $G_{ss'}(\omega)$ равно сумме всех тех отрезков в первой минизоне Бриллюэна, для которых $f_{ss'}[k_z, q(\omega)] \leq f_{ss'}[k_z, q(\omega)]$.

В частном случае $qd \ll 1$ (когда пространственная фазовая неоднородность волны не учитывается) функция $G_{ss'}(\omega)$ принимает простой вид, повторяющий форму плотности состояний в СР [1]

$$G_{ss'}(\omega) = \frac{2}{d} \arccos \left(\frac{W_{ss'} - \hbar \omega}{2 |\Delta_s|} \right), \quad W_{ss'} - 2 |\Delta_s| \leq \hbar \omega \leq W_{ss'} + 2 |\Delta_s|. \quad (12)$$

Заметим, что частотный интервал при фиксированном d увеличивается с ростом номера уровня минизоны ($\Delta_s \sim \exp[-\gamma_s d]$).

3 Эффект кулоновского взаимодействия электронов и дырок на спектр основного поглощения вблизи порога хорошо известен. В принци-

не такой эффект при низких температурах необходимо принимать во внимание и в случае объемов пространственно ограниченных по одному из измерений (двумерные полупроводники [12, 13], размерно-квантованные пленки [14, 15], СР структуры [8, 16])

Рассмотрим поведение коэффициента межзонного поглощения в СР при учете кулоновского взаимодействия генерируемых в подбарьерных состояниях электронно-дырочных пар

Для частоты оптического перехода в областях дискретного спектра в СР будем иметь

$$\hbar\omega = W_{ss'} + \min f_{ss'}(k_z, q) - R_0(l + 1/2)^{-2}, \quad l = 0, 1, 2, \dots, \quad (13)$$

где первые два члена в правой части (13) обусловлены СР структурой, а третий — двумерным кулоновским взаимодействием. Здесь $R_0 = m^* e^4 / 4 \hbar \epsilon^2$, ϵ — диэлектрическая проницаемость, $l = |m| + l_p$ — главное квантовое число ($m, l_p = 0, 1, 2, \dots$ — соответственно азимутальное и радиальное квантовые числа). Экситонная постоянная Ридберга есть $R = 4R_0$, что связано с фактором двумерности пространства. Из (13) видно, что дислокация дискретных состояний весьма чувствительна к параметрам СР. Можно показать [17], что коэффициент поглощения в этом случае будет иметь форму дельта-функционных пиков. Фактор, учитывающий электронно-дырочное взаимодействие в области дискретного спектра, есть [11]

$$|\Phi(0)|^2 = \epsilon_0^{-2} (l + 1/2)^{-2}, \quad \epsilon_0 = 2 \hbar^2 / m^* e^2 \quad (14)$$

Он указывает на достаточно сильную зависимость сил осцилляторов от l . Полный коэффициент поглощения в областях дискретного спектра в СР будет представлять собой набор дельта-функционных пиков, локализуемых перед каждым новым порогом минизоны. Заметим также, что коэффициент поглощения будет зависеть от фотонного волнового вектора q посредством функции $|F_{ss'}|^2$, определяемой (5).

Коэффициент поглощения в областях непрерывного спектра будет иметь вид (11)

$$\sigma_{ss'}(\omega) = \sum_{s, s'} \sigma_{ss'}^0(\omega) \left\{ 1 + \exp \left[-2\pi \left(\frac{R_0}{\hbar\omega - W_{ss'} - \min f_{ss'}(k_z, q)} \right)^{1/2} \right] \right\}^{-1}. \quad (15)$$

Легко видеть, что поглощение в этих областях также чувствительно к параметрам СР и зависит существенно от фотонного волнового вектора.

Полученные результаты позволяют дать простую интерпретацию экситонным эффектам при межзонном подбарьерном поглощении в СР (рис. 2). На рисунке пунктирная линия соответствует поведению коэффициента поглощения при переходах между подбарьерными состояниями без учета экситонного эффекта при $qa \ll 1$. Сплошные дельта-функционные пики соответствуют связанным экситонам Мотта. В минизонном спектре поглощения они проявляются в виде узких линий и имеют наибольшую интенсивность вблизи первого порога [8]. В СР их энергия связи прибли-

зительно равна 0,014 эВ, что при низких температурах в четыре раза превышает аналогичную величину в массивном образце (например, CaAs).

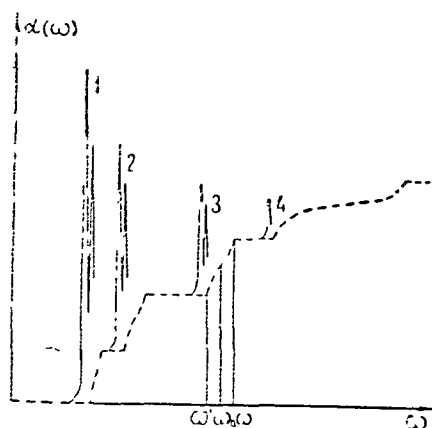


Рис. 2.

Радиус экситона в массивном CaAs $r_{ex} \approx 2,8 \cdot 10^{-6}$ см, что обеспечивает выполнение условия двумерности $a < r_{ex}$ (ширина ямы $a = 2 \cdot 10^{-6}$ см [8]). При этом для радиуса первой боровской орбиты ($l=0$) в СР получаем $r_{ex} \approx 0,7 \cdot 10^{-6}$ см. Для $l=0$ радиусы резко возрастают. Подобная группа связанных состояний наблюдается перед каждым новым порогом при переходе к следующей непрерывной области.

Как видно из рис. 2, энергетическое расстояние между группами состояний 1 и 2 меньше, чем группами 2 и 3, что можно понять,

если исходить из специфики СР структур. Из (15) видно, что учет экситонных эффектов вдали от порогов приводит к эффективному уменьшению величины поглощения (на рис. 2 это изменение не отражено). Оценки показывают, что уже в переходе ($4 \rightarrow 4$) это уменьшение может достигнуть 25%. Заметим, что подобная тенденция наблюдалась в эксперименте [8].

Скачки в непрерывных областях (в отличие от модели с бесконечно высокими стенками) более плавно переходят в область плато из-за поведения функции G_{ss} . Ширина областей с плавным переходом в СР структурах увеличивается с ростом номеров связываемых минизон. Например, для перехода ($3 \rightarrow 3$) эта величина составляет 0,03 эВ, а для перехода ($4 \rightarrow 4$) — 0,1 эВ, если высота барьера при этом $U_0 \approx 0,25$ эВ.

Заметим, однако, что вышеприведенные рассуждения и оценки для CaAs верны, пока $qa \ll 1$, т. е. для частот $\omega \approx 2,4 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ и ширины ямы $a = 2 \cdot 10^{-6}$ см; например, для частоты $\omega = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ это условие выполняется хуже.

Учет фазовой пространственной неоднородности в СР приводит к снятию запретов в переходах между подбарьерными минизонами с $s \neq s'$. Этот факт может проявиться или в широкозонных СР структурах, или при увеличении периода СР (например, в эксперименте [8] достаточно ширину ямы a увеличить в несколько раз). При этом пространственная неоднородность окажет влияние на частотную зависимость и приведет к сглаживанию экситонных эффектов в дискретных и непрерывных областях поглощения.

НИИ физики конденсированных
сред ЕГУ

Получена 20.11.1980

1. Я. Л.
2. Р. Ф. А.
3. Р. Ф. А.
4. М. Н. О.
5. А. Е. В.
6. И. И. А.
7. Л. Е. С. А.
8. А. С. С.
9. А. Y. C.
and
10. А. Я. Д.
11. Г. М. А.
12. М. Shu.
13. О. Akin.
14. Г. М. А.
15. А. L. F.
16. G. H. A.
17. Г. А. А.

Uzhuu
«Uzhuu»
Uzhuu
Uzhuu
Uzhuu

SUB-BA

The
"classical"
barrier sta
this absorp
considera
phase spat

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Я. Шук ФТП 8, 1841 (1974)
2. Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис ФТП, 5, 797 (1971)
3. Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис ФТП 6, 148 (1972)
4. В. Н. Овсянников и др. ФТП, 4, 2225 (1970)
5. A. E. Blaklee, G. F. Aliotta IBM, J. Res. Dev., 14, 686 (1970)
6. М. Н. Аидеров, Ю. В. Жуляев, Ю. В. Шерцев ФТП, 5, 190 (1971)
7. L. Esaki Proc. Int. Conf. Phys. Chem. Semicond., Budapest 1971, v. 1, p. 13
8. A. C. Gossard et al. Appl. Phys. Lett., 29, 323 (1976)
9. A. Y. Cho, J. L. Artur. Progress in Solid State Chemistry, Ed. by G. Somjai and J. McCollin (Pergamon, New York), 1975, v. 10, p. 157
10. А. Я. Шук ФТП, 6, 1268 (1972)
11. Г. М. Арутюнян, Л. В. Неркарян Препринт НИИ ФКС-79-02 1979
12. M. Shinada, S. Sugano. J. Phys. Soc. Japan, 21, 1936 (1966)
13. O. Akimoto, H. Hasegawa. J. Phys. Soc. Japan, 22, 181 (1967)
14. Г. М. Арутюнян, М. Г. Арутюнян, А. С. Саакян. ФТТ, 21, 1586 (1979)
15. А. Л. Келдыш Письма ЖЭТФ, 29, 716 (1979)
16. G. H. Döhler Phys. St. Sol., B52, 79 (1972)
17. Г. Л. Бур, Г. Е. Лукус Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М., 1972, стр. 547

ԵՆԹԱԱՐԳԵԼԱԿԱՅԻՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ՄՏԱՅԻՈՆԱՐ ԴԵՐՅԱՆՑՈՒՄ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Խ. Վ. ՆԵՐԿԱՐԱՐՅԱՆ

Աշխատանքում հաշվված է ստացիոնար զերցանցի միջզոնային կլանման գործակիցը «կլասիկ» դեպքում, երբ լուսային ալիքը կապում է տարբեր զոնաներում գտնվող ենթաարգելափափ, էլեկտրոնային վիճակները Ուսումնասիրված է երկշափ էքսիտոնների ազդեցությունը կլանման գործակիցի մեծության վրա և կատարված է համեմատություն փորձի հետ Դիտարկված է հաշվի առնելով ալիքի տարածական փուլային անհամասեռությունը

SUB-BARRIER ABSORPTION IN A STATIONARY SUPERLATTICE

G. M. HARUTYUNYAN, Kh. V. NERKARYAN

The calculation of the interband absorption coefficient was carried out in the "classical" case, when the frequency of light was assumed to bind two miniband sub-barrier states of different bands. The influence of two-dimensional Mott excitons on this absorption was studied and a comparison with experiment was made. All these considerations were carried out taking into account the photon wave vector (the phase spatial inhomogeneity)